

КВАРК-ГЛЮОННАЯ СТРУННАЯ МОДЕЛЬ (КГСМ) И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ НЕУПРУГИХ $d\bar{C}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4.2 АГэВ/с

© 2023 г. Р. Н. Бекмирзаев^{1)*}, М. У. Султанов²⁾, С. К. Юлдашев³⁾

Поступила в редакцию 16.09.2022 г.; после доработки 16.09.2022 г.; принята к публикации 18.09.2022 г.

В данной работе изложены основные положения модели Кварк-глюонных струн (КГСМ) для описания неупругих взаимодействий легких ядер при высоких энергиях. Даны основные идеи модели КГСМ, такие как процесс образования кварк-глюонных струн и выбор их ограниченного количества, моделирование разрыва струны с образованием адронов. Данные теоретических расчетов по КГСМ сопоставлены с экспериментальными результатами, полученными для $d\bar{C}$ -неупругих взаимодействий. Коротко описана методика получения экспериментальных данных. Анализ и сопоставление модельных и экспериментальных информации показывает, что модель КГСМ хорошо воспроизводит взаимодействия легких сталкивающихся ядер при энергиях 4.2 ГэВ/с и она применима до энергии ядерных взаимодействий 10 ГэВ/нуклон.

DOI: 10.31857/S0044002723010105, EDN: RAJBWU

1. ВВЕДЕНИЕ

Строительство ускорителей адронов на высоких энергиях и создание детекторов, регистрирующих продукты реакции, требуют больших затрат. В то же время возникает необходимость сопоставления экспериментальных условий и крупномасштабных экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов. В результате появилось большое количество программных генераторов столкновений адронов и ядер разных энергий. Эти программы основаны на стандартной модели (различных феноменологических моделях) сильных взаимодействий. Из них популярностью пользуются программы ISAJET и Lund University, включая PYTHIA и FRITIOF. Эти программы открывают практически все области передаваемого импульса (P^2 , кварки и от сильного рассеяния глюонов до образования и распада адронов).

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МОДЕЛИ

Основой модели кварк-глюонных струн являются $1/N$ -разложение амплитуды процессов в квантовой хромодинамике и феноменологические

модели струнного типа, описывающие переходы кварков в адроны. При разложении амплитуды адронных процессов по величине $1/N$ возникают диаграммы с различной топологией (где N — число ароматов или цветов кварка). При высоких энергиях эти диаграммы соответствуют процессам, отвечающим обмену в t -канале особенностями Редже [1–5]. Например, планарные диаграммы соответствуют обмену вторичными реджеонами, а цилиндрические — полюсам Померанчука в упругом рассеянии. Наконец, существуют диаграммы с более сложной топологией, которые соответствуют процессам с обменом несколькими померонами. Они играют важную роль в случае надкритического померона с интерсентом $\alpha_P > 1$, так как их вклад в амплитуду рассеяния растет с энергией быстрее, чем вклад однопомеронного обмена. Диаграмма топологического разложения соответствует пространственно-временной картине образования и распада физических объектов — кварк-глюонных струн. Несмотря на топологическое сходство между моделью кварк-глюонных струн и дуальной партонной моделью, при расчетах по этим моделям используются функция распределения кварков по продольному импульсу и функции фрагментации кварков в адроны с различным асимптотическим поведением.

3. ДЕТАЛИ МОДЕЛИ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН (КГСМ)

Моделирование адронных столкновений при высоких энергиях проводится в три этапа:

¹⁾Джизакский государственный педагогический университет, Узбекистан.

²⁾Самаркандский государственный архитектурно-строительный институт, Узбекистан.

³⁾Самаркандский государственный университет, Узбекистан.

*E-mail: bekmirzaev@mail.ru

1. Выбор процесса образования определенного количества и типа кварк-глюонов.
2. Определение долей продольного импульса адронов, уносимых конститuentами, и поперечного импульса конститuentов, зная которые, можно вычислить массы и импульсы кварк-глюонных струн.
3. Моделирование разрывов струн с образованием адронов.

4. ВЫБОР ПРОЦЕССА С ОБРАЗОВАНИЕМ ОПРЕДЕЛЕННОГО ЧИСЛА И ТИПА КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН

На рис. 1 представлены подпроцессы с рождением частиц, которые учитывались при моделировании столкновений при высоких энергиях. Статистический вес каждого из подпроцессов выражается через сечение взаимодействия для данного процесса $\sigma_i(s)$:

$$w_i(s) = \sigma_i(s) / \sigma_{\text{inel}}(s), \quad (1)$$

где $\sigma_{\text{inel}}(s) = \sigma_{\text{tot}}(s) - \sigma_{\text{el}}(s)$ — сечение неупругого взаимодействия адронов при заданном квадрате полной энергии в с.ц.м. Сечение $\sigma_{\text{inel}}(s)$ разделялось на сечение дифракционных $\sigma_D(s)$ и сечение недифракционных $\sigma_{\text{ND}}(s)$ взаимодействий. Полное сечение взаимодействия адронов $\sigma_{\text{tot}}(s)$, сечение упругого взаимодействия $\sigma_{\text{el}}(s)$, сечение одновершинной дифракционной диссоциации $\sigma_D(s)$ и двойной дифракционной диссоциации $\sigma_{DD}(s)$ брались из экспериментальных данных с квадратичной интерполяцией в промежуточных по энергии точках. Неупругое недифракционное сечение взаимодействия можно выразить через сечение образования n -пар кварк-глюонных струн

$$\sigma_{\text{ND}}(s) = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_n(s) + \sigma_{DD}(s). \quad (2)$$

Модель “квазиэйконала” [1] позволяет определить $\sigma_n(s)$:

$$\sigma_n(s) = \frac{\sigma_P}{nz} \left(1 - \exp(-z) \sum_{k=0}^{n-1} \frac{z^k}{k!} \right), \quad n \geq 1. \quad (3)$$

В выражении (3) параметры $\sigma_P = 8\pi\gamma S^\Delta$, $x = 2C\gamma S^\Delta / (R^2 + \alpha_S^i \ln S)$. Параметры γ и R^2 определяют величину связи адрона с помером. Параметр C учитывает отклонение от эйконального приближения ($C = 1$). Величина $\Delta = \alpha_p(0) - 1$ есть превышение интересента траектории померона над единицей, а α_p^i — наклон траектории померона.

Статистические веса образования n -пар кварк-глюонных струн в модели задавались также в параметрическом виде:

$$w_n(s) = \sigma_n(s) / \sum_n \sigma_n(s). \quad (4)$$

Относительные вклады процессов одновершинной дифракционной диссоциации, представленные на рис. 1б, 1в, в дифракцию адронов определяются из сравнения теоретических и экспериментальных распределений по квадрату возбужденной массы.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЛЕЙ ПРОДОЛЬНОГО ИМПУЛЬСА АДРОНОВ, УНОСИМЫХ КОНСТИТУЕНТАМИ, И ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ КОНСТИТУЕНТОВ

В модели предполагалось, что мезон может состоять из валентных кварка и антикварка и морских кварк-антикварковых пар. Барион (антибарион) может состоять из валентных дикварка (антидикварка) и кварка (антикварка) и также морских кварк-антикварковых пар. Валентные кварки (антикварки) имеют равную, не зависящую от их аромата, вероятность оказаться на концах струны. Вероятность оказаться на концах струны для странного кварка из моря меньше в γ_s раз, чем для нестранного кварка (антикварка).

В программе есть возможность учета очарованных кварков, но в данных расчетах вероятность их появления в процессе взаимодействия полагалась равной нулю.

Столкновения частиц рассматриваются в их с.ц.м. Продольные импульсы конститuentов p_l^* , из которых состоит адрон, определялись с помощью плотности вероятности обнаружить доли $x_i = p_i^* / p_0$ начального импульса адрона p_0 :

$$\rho(x_1, x_2, \dots, x_n) = \rho_0 \delta \left(1 - \sum_{n=1}^n x_i \right) \times \quad (5)$$

$$\times f_{v1}(x_1) f_s(x_2) \dots f_s(x_{n-1}) f_{v2}(x_n).$$

В (5) ρ_0 — нормировочная постоянная, а функция распределения валентных $f_{v1}(x_1)$ кварков (антикварков), морских $f_s(x_2)$ кварков (антикварков) и дикварков (антидикварков) $f_{v2}(x_n)$ бралась для протонов и антипротонов в следующем виде:

$$f_{v1}(x_1) = 1/\sqrt{x_1}, \quad (6)$$

$$f_s(x_2) = 1/\sqrt{x_2} \dots,$$

$$f_{v2}(x_n) = x^\beta,$$

где $\beta = 1.5$ и 2.5 для uu - и ud -дикварков соответственно, выполнена методом набора и потери случайных чисел по плотности вероятности в (5) и функции (6) [2]. Каждый x_i ($i = 1, 2, \dots, n-1$)

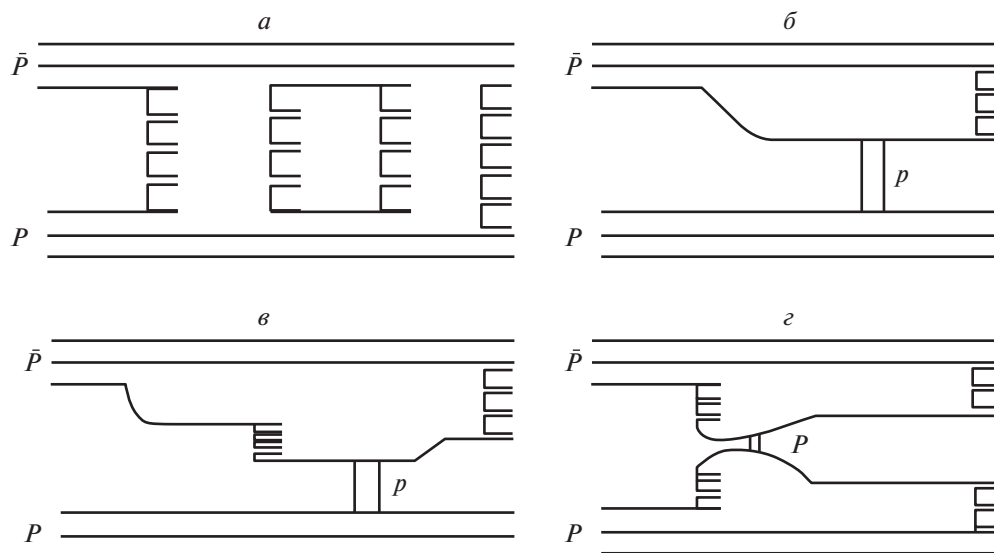


Рис. 1. Кварковая структура подпроцессов рождения частиц, учитываемых при моделировании pp -взаимодействий при высоких энергиях. *а* — Многопомеронные рассеяния, *б* — процесс дифракционной диссоциации с возбуждением малой массы, *в* — процесс дифракционной диссоциации с возбуждением большой массы, *г* — процесс двойной дифракционной диссоциации.

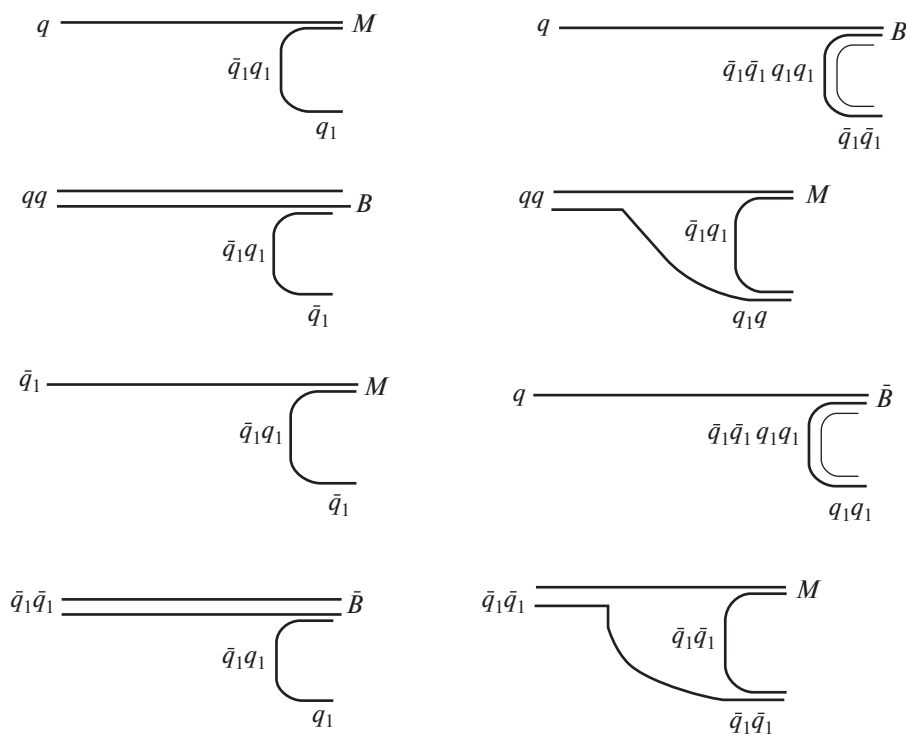


Рис. 2. Моды фрагментации кварков, антикварков и дикварков в мезоны и барионы.

был сгенерирован независимо и в соответствии со следующим распределением:

$$f_i(x_i) \approx x_i^{-a_i} \left(1 - \sum_{j=0}^{i-1} x_j - x_i \right)^{\beta_n}, \quad (7)$$

$$\alpha_i = 0.5, \quad (8)$$

$$\beta_n = \sum_{j=1}^{n-1} (1 - \alpha_j) + \beta - \sum_{j=1}^i (1 - \alpha_j),$$

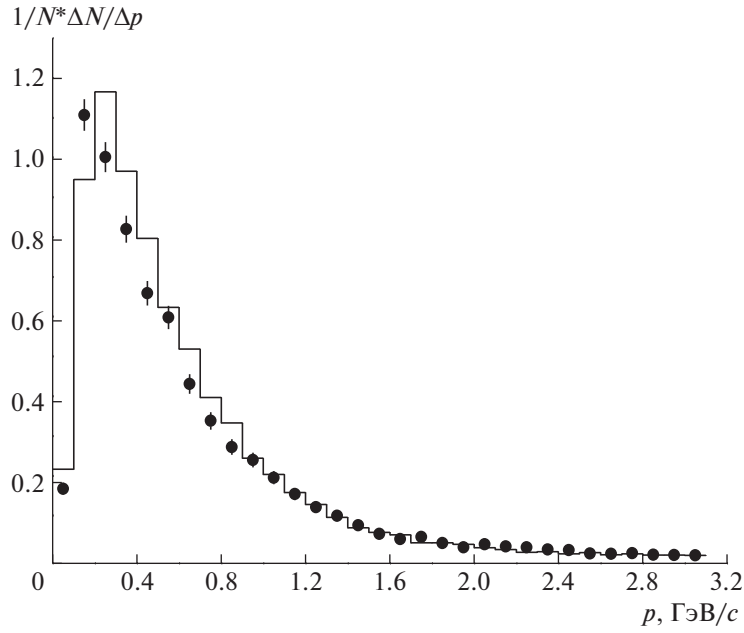


Рис. 3. Импульсное распределение π^- -мезонов в неупругих dC -столкновениях. Гистограмма — расчеты по КГСМ.

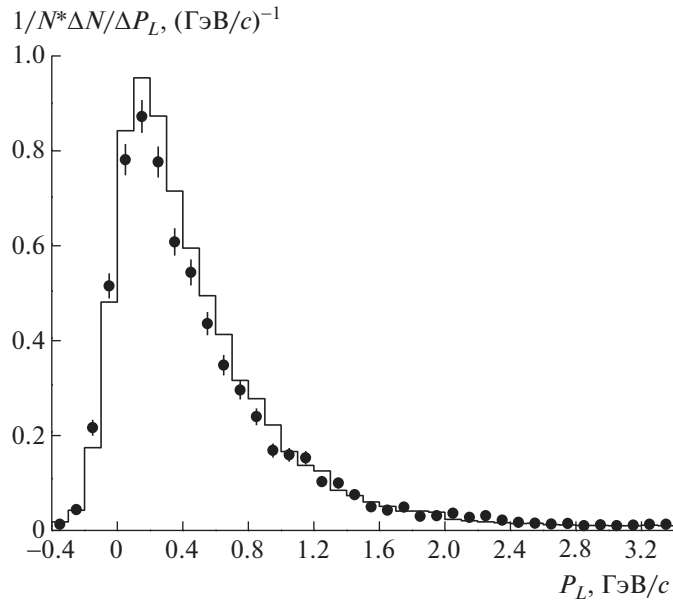


Рис. 4. Распределение π^- -мезонов по продольному импульсу в dC -неупругих столкновениях. Гистограмма — расчеты по КГСМ.

$$x_n = 1 - \sum_{i=1}^{n-1} x_i. \quad (9)$$

Для дифракционной диссоциации протона (антипротона) распределение валентных кварков (антикварков) по x_q бралось в виде

$$P_\nu(x_q) = (\rho_0/\sqrt{x_q})(1-x_q)^\alpha, \quad (10)$$

где $\alpha = 1.5$ и 2.5 для u -кварка (антикварка) и d -

кварка (антикварка) соответственно. Доля импульса начального протона (антипротона), уносимого дикварком, равнялась

$$x_{qq} = 1 - x_q. \quad (11)$$

Моделирование разрывов струны с заданной массой, импульсом и кварковым составом осуществлялось в системе покоя струны с осью z , выбранной вдоль направления полета начального адрона путем равновероятного отщепления адронов

Таблица 1. Статистика и средние значения множественностей вторичных протонов и заряженных пионов в dC -взаимодействиях

Тип столкновения	Первичный импульс	Количество событий	$\langle N_p \rangle$	$\langle N_{\pi^-} \rangle$	$\langle N_{\pi^+} \rangle$
dC , эксперимент КГСМ	4.2 АГэВ/с	7070	2.121 ± 0.15	0.641 ± 0.07	0.632 ± 0.06
		15 000	2.247	0.718	0.722

с обоих концов струны. Процедура моделирования распада основана на алгоритме Филда—Фейнмана. При распаде отдельной струны выполняются законы сохранения энергии, импульса и квантовых чисел. Рассматриваются переходы кварков (антикварков) в барионы (антибарионы) и переходы антидикварков в антибарионы и мезоны. Все используемые моды фрагментации представлены на рис. 2.

6. НЕУПРУГИЕ dC -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4.2 АГэВ/с

Для обработки использован материал, полученный в двухметровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ (Дубна, Россия), помещенной в магнитное поле с напряженностью 1.5 Тл и облученной в пучке ядер дейтрона с импульсом 4.2 АГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ. Выделение событий неупругого взаимодействия налетающих ядер с ядром углерода, а также введение поправок на число вторичных частиц и их импульсные и угловые характеристики подробно описаны в [6–8]. Все отрицательные частицы с импульсом $p > 70$ МэВ/с, за исключением идентифицированных электронов, считались π^- -мезонами. Примесь неидентифицированных электронов практически отсутствует, а примесь отрицательных странных частиц не превышает 1%.

Протоны с $p \leq 500$ МэВ/с идентифицировались по плотности ионизации треков. Для выделения протонов с $p > 500$ МэВ/с из спектров всех положительных частиц вычитался спектр π^- -мезонов с $p > 0.5$ ГэВ/с.

Фрагменты мишени в основном имеют пробеги меньше 3 мм и не регистрируются в камере.

Для получения правильных физических характеристик частиц в изучаемых взаимодействиях были введены разные поправки [6]. 70% взаимодействий на углеродной мишени от ожидаемого числа выделялось по пяти признакам однозначно [6]. Оставшиеся события разделялись по мишени углерод или протон с помощью введения статистических весов. Эти веса вводились таким образом, чтобы суммарные числа событий на водороде и на углероде соответствовали числам, которые

ожидались от известных сечений неупругих взаимодействий, найденных электронной методикой. Введение весов на пропущенные частицы, неизмеримые треки и на природу ядра-мишени завершило решение длительной методической проблемы, как надежно работать с мишенью из разных ядер, которые входят в состав пропана.

Следует только отметить, что ионизация протонов в пропановой камере и их свободный пробег регистрируются с очень надежной вероятностью в диапазоне импульсов $p = 150$ –500 МэВ/с. Протоны с импульсом $p \leq 150$ МэВ/с имеют малый свободный пробег в 2 мм и часто не видны на изображениях камеры. Включены частицы с импульсом более 500 МэВ/с, соответствующие весу протона или π^+ . Для определения веса использовались π -характеристики [3, 4]. В соответствии с этим ядерные столкновения делятся на три типа:

1. Протоны с импульсом $p < 300$ МэВ/с, которые представляют собой протоны, испаряющиеся из ядра-мишени.

2. Протоны с импульсом $p \geq 3$ ГэВ/с и углом выхода $\theta < 4^\circ$ относительно направления первичного ядра считались зрелищными протонами.

3. Все остальные протоны являются участвующими протонами.

В табл. 1 приведены экспериментальная статистика dC -неупругих столкновений и средние значения кинематических переменных вторичных протонов и заряженных пионов в событиях. В этом случае величины $\langle N_p \rangle$, $\langle N_{\pi^-} \rangle$ и $\langle N_{\pi^+} \rangle$ соответственно являются средними значениями вторичных протонов, π^- - и π^+ -мезонов, соответствующих исследуемым событиям. В таблице также сравниваются значения вышеуказанных величин, рассчитанные с использованием модели КГСМ. Как видим, разница между экспериментальными и модельными расчетами в значениях в этой таблице незначительна.

В табл. 2 приведены средние значения кинематических характеристик протонов и π^- -мезонов, образующихся в dC -взаимодействиях, и расчеты этих величин по модели КГСМ. Сравнение данных в таблице показывает, что модель КГСМ хорошо представляет экспериментальные результаты. Разница между экспериментальными результатами и

Таблица 2. Средние значения кинематических характеристик протонов и π^- -мезонов, зарегистрированные при dC -взаимодействиях

Метод исследования	Тип вторичной частицы	Полный импульс, ГэВ/с	Поперечный импульс, ГэВ/с	Быстрота, Y	Угол выхода, град.
Эксперимент КГСМ	Протоны	0.818 ± 0.1 1.276	0.347 ± 0.07 0.387	0.625 ± 0.06 0.775	56.2 ± 2.1 51.7
Эксперимент КГСМ	π^- -мезоны	0.561 ± 0.1 0.550	0.248 ± 0.07 0.240	1.169 ± 0.06 1.013	44.69 ± 2.1 46.24

модельными расчетами для среднего значения скорости протонов в dC -событиях значительна. Это требует пересмотра расчетов продольной скорости.

На рис. 3 и 4 показано распределение по полному и продольному импульсам π^- -мезонов, образованных в dC -столкновениях. Из рисунков видно, что модельные расчеты хорошо отражают экспериментальные результаты.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, расчеты КГСМ могут достаточно точно отображать кинематические характеристики вторичных протонов и отрицательных пионов, образующихся при неупругих столкновениях легких ядер с импульсом 4.2 ГэВ/с. Большинство вторичных частиц, образующихся при взаимодействиях, обнаруживает значительные отклонения от нормальных значений в определенных интервалах количества движения или скорости. Для исправления этих недостатков, на наш взгляд, необходимо пересмотреть алгоритм формирования Δ -изобар в ходе реакции и внести необходимые коррективы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н. С. Амелин, Л. В. Бравина, ЯФ **51**, 211 (1990).
2. С. Н. Ермаков, Г. А. Михайлов, *Курс статистического моделирования* (Наука, Москва, 1976).
3. H.-U. Bengtsson and G. Ingelman, Comput. Phys. Commun. **34**, 251 (1985).
4. R. P. Feynman and R. D. Field, Nucl. Phys. B **136**, 1 (1978).
5. Н. С. Амелин, В. С. Барашенков, Н. В. Славин, ЯФ **40**, 1650 (1984).
6. М. У. Султанов, А. А. Усаров, У. У. Тухтаев, А. А. Кодиров, К. Х. Яхшибоев, Л. Т. Нурмуродов, Науч. вестн. СамГУ, № 1(119), 112 (2020).
7. L. Simić, J. Backović, H. N. Agakishiyev, E. N. Kladnitskaya, and A. P. Cheplakov, Z. Phys. C **48**, 577 (1990).
8. M. U. Sultanov, F. Daminov, S. S. Aliqulov, R. N. Bekmirzaev, X. Bekmirzayeva, and Sh. Xolbutayev, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Science and Its Application, Samarkand, Uzbekistan, Sept. 25–28, 2012*, p. 131.

QUARK–GLUON STRING MODEL (QGSM) AND ITS APPLICATION FOR INELASTIC dC INTERACTIONS AT A MOMENTUM OF 4.2 AGeV/c

R. Bekmirzaev¹⁾, M. U. Sultanov²⁾, S. Yuldashev³⁾

¹⁾State Pedagogical University, 130100, Jizzakh, Uzbekistan

²⁾Samarkand State Architecture and Civil Engineering Institute, Samarkand, Uzbekistan

³⁾Samarkand State University, Samarkand, Uzbekistan

In this work, the main provisions of the Quark–Gluon String Model for describing inelastic interactions of light nuclei at high energies are presented. The main ideas of the CGSM model are given, such as the process of formation of quark–gluon strings and the choice of their limited number, modeling of string breaking with the formation of hadrons. The data of theoretical calculations by CGSM are compared with the experimental results obtained for dC -inelastic interactions. The technique for obtaining experimental data is briefly described. Analysis and comparison of model and experimental information shows that the CGSM model reproduces well the interactions of light colliding nuclei at energies of 4.2 GeV/c, and it is applicable up to the energy of nuclear interactions of 10 GeV/nucleon.